

## Il formalismo dello spin isotopico

Le proprietà dei nuclei isobari sono estremamente diverse a seconda del diverso numero atomico  $Z$  e di conseguenza del numero di neutroni  $N = A - Z$ . Questi nuclei hanno masse ed energie di legame diverse, cariche elettriche e momenti magnetici diversi. Alcuni di essi sono stabili ed altri instabili per decadimento alfa, beta, e così via. A prima vista queste differenze sono talmente numerose e significative che il numero di massa  $A$  sembra l'unica caratteristica comune. Questo, comunque, non è vero: una analisi più dettagliata degli isobari mostra che essi formano gruppi di nuclei con proprietà nucleari estremamente simili. Si verifica che in molti casi la sostituzione di uno o più protoni con un corrispondente numero di neutroni porta solo ad un cambio delle proprietà elettromagnetiche e deboli del nucleo senza cambiare le sue caratteristiche principali dovute alle interazioni nucleari forti.

Come esempio consideriamo i nuclei  ${}^3_1\text{H}$  e  ${}^3_2\text{He}$  che differiscono nelle loro proprietà deboli: uno di essi ( ${}^3_1\text{H}$ ) è beta-radioattivo, l'altro ( ${}^3_2\text{He}$ ) è stabile. Anche le loro proprietà elettromagnetiche sono diverse: hanno rispettivamente cariche elettriche 1 e 2 e i loro momenti magnetici sono rispettivamente  $+2.98 \cdot \mu_N$  e  $-2.13 \cdot \mu_N$ .

(ricordiamo che:  $\mu_p^S = 2.79 \mu_N$  e  $\mu_n^S = -1.91 \mu_N$ )

Comunque questi nuclei sono molto simili rispetto all'interazione forte, che determina la parte principale dell'energia di legame. La differenza di energia di legame  $\Delta B$  tra di essi è data da:

$$B\left({}^3_1\text{H}\right) = m_p + 2m_n - m\left({}^3_1\text{H}\right) \quad B\left({}^3_2\text{He}\right) = 2m_p + m_n - m\left({}^3_2\text{He}\right)$$

$$\Delta B = B\left({}^3_1\text{H}\right) - B\left({}^3_2\text{He}\right) = m_n - m_p + m\left({}^3_2\text{He}\right) - m\left({}^3_1\text{H}\right) = 0.76 \text{ MeV}$$

Essa coincide con l'energia colombiana di repulsione tra i due protoni nel nucleo  ${}^3_2\text{He}$ .

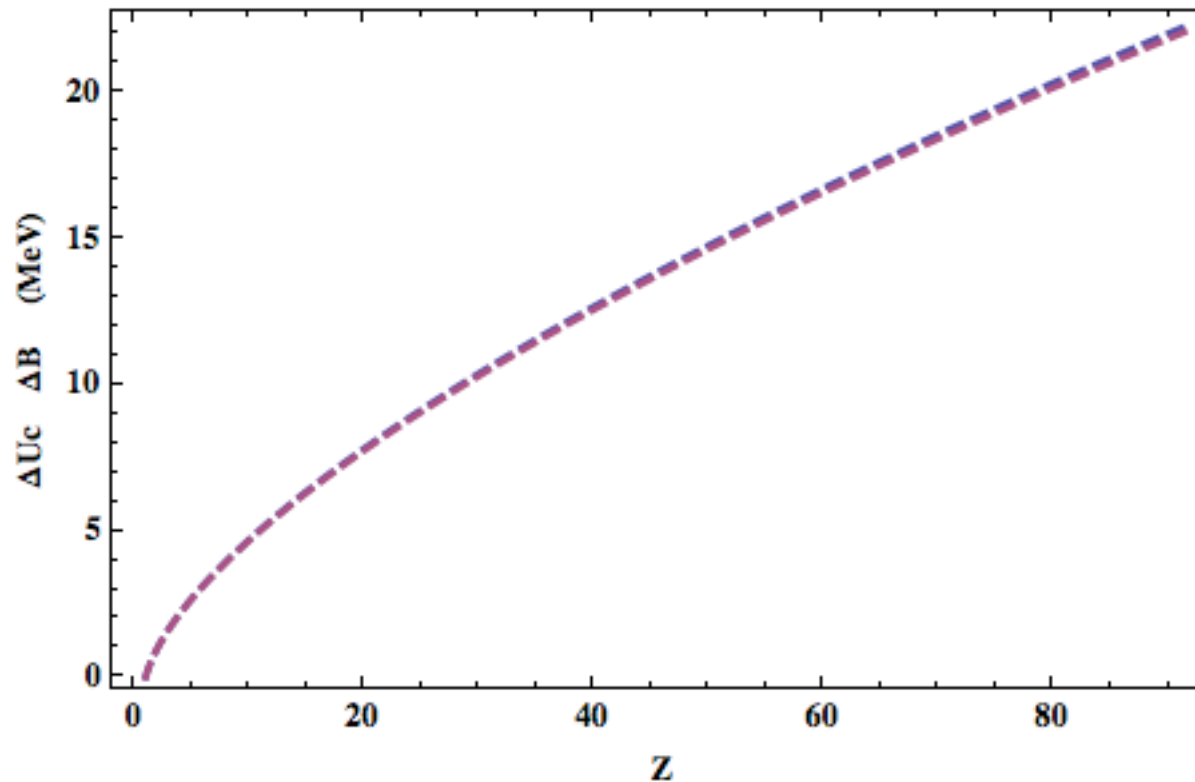
Infatti, se assumiamo che i due protoni siano separati da una distanza media data da:  $r = r_0 \cdot A^{1/3} = 1.9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ , abbiamo:

$$\Delta U_c = \frac{e^2}{r} = 0.76 \text{ MeV}$$

Così le energie di legame dei due nuclei, dovute alla sola attrazione nucleare, sono uguali:

$$B\left({}^3_1\text{H}\right) = B\left({}^3_2\text{He}\right)_{\text{nucl}}.$$

Una conclusione simile può essere tratta anche per nuclei speculari  $(A,Z)$  e  $(A,A-Z)$ , cioè coppie di nuclei che sono ottenuti l'uno dall'altro sostituendo tutti i neutroni con protoni e viceversa.



La figura mostra l'andamento di  $\Delta B$  (---) e  $\Delta U_c$  (---) per coppie di nuclei speculari in funzione del loro numero atomico. Lo scarto relativo tra i due andamenti è inferiore allo 1%.

Questa conclusione è sperimentalmente confermata non solo per lo stato fondamentale (le energie di legame coincidono dopo una correzione degli effetti coulombiani), ma anche per gli stati eccitati.

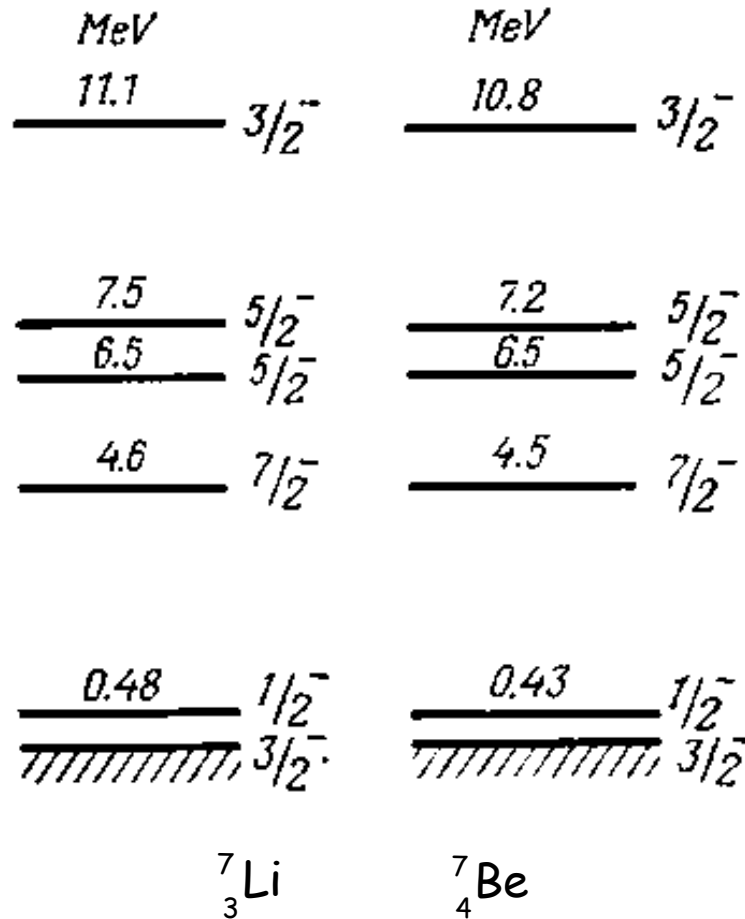
La figura mostra il diagramma dei livelli energetici per due nuclei speculari  ${}^7_3\text{Li}$  e  ${}^7_4\text{Be}$ , le cui energie dello stato fondamentale differiscono per:

$$\Delta E = \Delta U_c + \Delta m_N c^2$$

dove  $\Delta m_N$  rappresenta la differenza delle masse e  $\Delta U_c$  la differenza di energia colombiana dei due nuclei (2.18 MeV in questo caso):

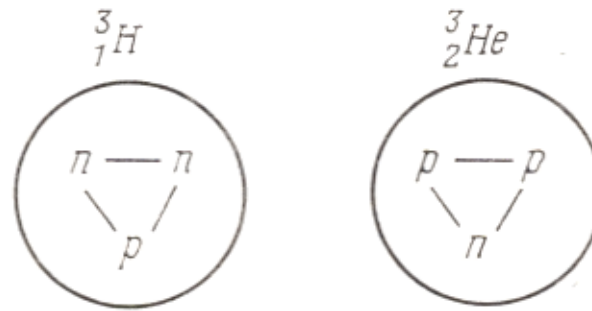
$$\Delta U_c \approx \frac{3e^2}{5R} (Z(Z-1) - (Z-1)(Z-2)) = \frac{6e^2}{5R} (Z-1) = \frac{6e^2 (Z-1)}{5r_0 A^{1/3}}$$

( $Z$  rappresenta il numero atomico del nucleo a  $Z$  maggiore). Si utilizza  $Z(Z-1)$  anzichè  $Z^2$  per tener conto che la repulsione coulombiana nei nuclei è presente solo se  $Z > 1$ .



Si può vedere dalla figura che gli spin e le parità dei livelli corrispondenti sono identici e le loro energie estremamente simili.

I nuclei speculari differiscono tra loro per il fatto che tutti i legami (p-p) sono sostituiti da legami (n-n), mentre il numero di legami (n-p) resta identico.



legami (p-p), (n-n) e (p-n) nei nuclei speculari  ${}^3\text{H}$  ed  ${}^3\text{He}$

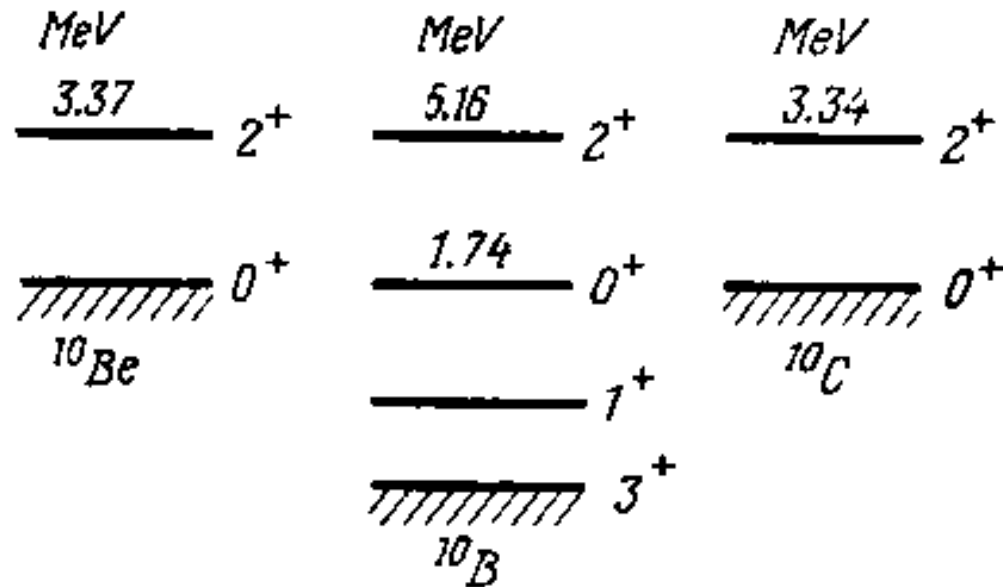
La figura mostra un confronto schematico dei due nuclei speculari più semplici, cioè  ${}^3_1\text{H}$  ed  ${}^3_2\text{He}$ . Si nota che il  ${}^3_1\text{H}$  non contiene alcun legame (p-p), ha un legame (n-n) e due legami (n-p); il numero di legami (n-p) nel nucleo  ${}^3_2\text{He}$  è ancora due, ma ha un legame (p-p) al posto di un legame (n-n).

La estrema somiglianza nelle strutture dei nuclei speculari può essere spiegata se assumiamo che le due interazioni elementari (p-p) ed (n-n) sono identiche. Questa assunzione è chiamata ipotesi della **simmetria di carica delle forze nucleari**.

Una analisi delle proprietà dei nuclei speculari ci permette di stabilire una stretta somiglianza tra le interazioni nucleari (p-p) ed (n-n), ma non ci permette di confrontarle con l'interazione (n-p). Per poter confrontare tutti e tre i tipi di interazione (N-N) dobbiamo considerare tripletti di nuclei che differiscono soltanto per una addizionale coppia di nucleoni di tipo diverso. Tra i nuclei leggeri il tripletto  $^{10}_4\text{Be}$ ,  $^{10}_5\text{B}$  e  $^{10}_6\text{C}$  ha questa proprietà. Ciascuno di questi nuclei può essere rappresentato come una combinazione di un gruppo comune 4p+4n più rispettivamente una coppia di nucleoni: n-n, n-p, p-p.

Ragionando in modo simile a quanto già fatto per le due coppie  $^3_1\text{H} - ^3_2\text{He}$  e  $^7_3\text{Li} - ^7_4\text{Be}$ , arriviamo alla conclusione che l'energia di legame e la struttura dei livelli energetici di ciascun nucleo (dopo aver fatto le necessarie correzioni per le differenze di energia coulombiane e le differenze di masse dei nucleoni) deve essere determinata alla fine dalle proprietà specifiche dei tipi di interazione N-N:

nell'ipotesi che  $(n-p) \equiv (p-p)_{\text{nucl}} \equiv (n-n)$ , i livelli dei tre nuclei devono avere parametri simili. I diagrammi dei livelli dei tre nuclei  $^{10}_4\text{Be}$ ,  $^{10}_5\text{B}$  e  $^{10}_6\text{C}$  sono mostrati in figura

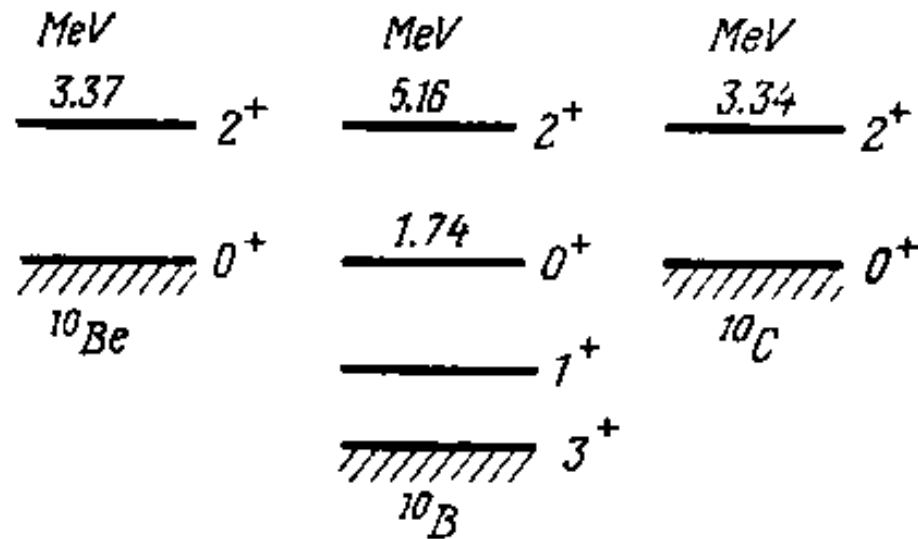


i livelli nucleari del tripletto  $^{10}_4\text{Be}$ ,  $^{10}_5\text{B}$  e  $^{10}_6\text{C}$



Si può notare che l'introduzione della correzione:  $\Delta E = \Delta U_C + \Delta m_N$  porta ad una situazione nella quale lo stato fondamentale dei nuclei  $^{10}\text{Be}$  e  $^{10}\text{C}$  coincide con il secondo stato eccitato del nucleo  $^{10}\text{B}$ . Questi tre livelli hanno lo stesso spin e stessa parità ( $0^+$ ).





Si può anche verificare che il terzo stato eccitato del  $^{10}\text{B}$  è separato dal secondo da un'energia  $\Delta E = 5.16 - 1.74 = 3.42 \text{ MeV}$ , molto simile all'energia di eccitazione del primo livello degli altri due nuclei  $^{10}\text{Be}$  e  $^{10}\text{C}$ .

Questi tre livelli hanno anche lo stesso spin e la stessa parità  $2^+$ .

Così un confronto della struttura dei livelli energetici del tripletto nucleare  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  e  $^{10}\text{C}$  conduce alla conclusione che tutti e tre i tipi di interazioni fondamentali tra nucleoni sono identici:  $(n-p) \equiv (p-p)_{\text{nucl}} \equiv (n-n)$ .

Questa assunzione prende il nome di ipotesi di **indipendenza delle forze nucleari dalla carica**.

La coincidenza dei parametri dello stato fondamentale dei nuclei  $^{10}\text{Be}$  e  $^{10}\text{C}$  con il secondo stato eccitato del  $^{10}\text{B}$  non sminuisce il significato del risultato ottenuto, dal momento che le proprietà dello stato eccitato (breve vita media dovuta ad una elevata probabilità di transizione ad uno stato meno eccitato) non sono determinate dall'interazione forte ma dall'interazione elettromagnetica, che non va presa in considerazione quando si considera il manifestarsi delle forze nucleari.

Altra considerazione importante riguarda la dipendenza delle forze nucleari dallo spin. È noto che un neutrone ed un protone con gli spin paralleli formano un nucleo (deutone), mentre gli stessi protone e neutrone con gli spin antiparalleli non formano alcuno stato legato.

Quindi le proprietà dell'interazione (N-N) dipendono fortemente dall'orientazione degli spin dei nucleoni interagenti. Questo significa che quando si confrontano interazioni (n-n), (p-p) e (n-p) i nucleoni devono essere considerati in stati spaziali (momento angolare orbitale) e di spin identici.

Infine una terza considerazione riguarda la conferma sperimentale dell'ipotesi di indipendenza della forze nucleari dalla carica.

Gli argomenti sopra esposti circa il confronto dei livelli di nuclei isobari non costituisce una prova diretta dell'indipendenza della forze nucleari dalla carica in senso stretto, dal momento che sono basati su un confronto delle proprietà di sistemi di nucleoni complessi piuttosto che su processi elementari delle interazioni (N-N).

Una prova diretta della validità dell'ipotesi di indipendenza dalla carica è stata ottenuta da esperimenti diretti di scattering p-p ed n-p e indiretti di scattering n-n. Quest'ultimo si ricava per confronto dello scattering n-p con lo scattering di neutroni da deutoni n-(pn).

Una trattazione quantistica dei risultati ha portato alla conclusione che la buca di potenziale nucleare è identica per le tre interazioni.

L'identità delle proprietà nucleari del protone e del neutrone può essere descritta con l'aiuto di un parametro, assolutamente formale ma molto conveniente, detto vettore di spin isotopico  $\mathbf{T}$ , il cui valore è lo stesso per entrambi i nucleoni e pari ad  $\frac{1}{2}$ .

Il vettore  $\mathbf{T}$  è definito in un ausiliario (e formale) spazio isotopico.

Una delle proiezioni del vettore  $T_z = + 1/2$  descrive un protone, mentre l'altra proiezione  $T_z = - 1/2$  descrive un neutrone.

Il numero di proiezioni  $2T + 1 = 2$  è uguale al numero di nucleoni con identiche proprietà nucleari.

Dal momento che la natura dell'interazione è indipendente dal tipo di nucleone (cioè dalla proiezione  $T_z$ ), l'interazione nucleare di un nucleone è determinata soltanto dal valore del vettore  $\mathbf{T}$  e non dalla sua proiezione (che caratterizza invece la differenza nelle proprietà elettromagnetiche). Pertanto l'interazione nucleare è invariante per rotazione nello spazio dello spin isotopico: questa proprietà è detta invarianza isotopica.

La situazione è analoga all'invarianza dell'interazione rispetto alla rotazione nello spazio tridimensionale ordinario che porta alla legge di conservazione del momento angolare. Allo stesso modo le interazioni nucleari devono ubbidire alla legge di conservazione dello spin isotopico.

Le operazioni sui vettori  $\mathbf{T}$  sono effettuate in maniera analoga a quanto avviene sui vettori ordinari della meccanica quantistica.

Così, per esempio, l'interazione (p-p) è caratterizzata dal vettore  $\mathbf{T} = 1$ , dal momento che:  $(T_z)_p = +1/2$ ;  $(T_z)_{2p} = +1$ . Dei due valori 0 e 1 della somma  $\mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2$  solo il secondo è possibile, in quanto deve risultare  $T \geq |T_z|$ .

L'interazione (n-n) è caratterizzata dallo stesso vettore  $\mathbf{T} = 1$ , ma con un'altra proiezione,  $(T_z)_{2n} = -1$ .

L'interazione (n-p) è caratterizzata da  $T = 0$  e  $T = 1$ , dato che in questo caso  $T_z = 0$  e quindi entrambi i valori 0 e 1 sono possibili per la somma  $T_1 + T_2$ .

Una analisi dettagliata mostra che una di queste interazioni (per  $T = 1$ ) è identica alle interazioni (p-p) ed (n-n), mentre l'altra (per  $T = 0$ ) differisce dalle prime e per esempio da' origine ad uno stato legato: il deutone con  $B = 2.22$  MeV.

Un sistema di due nucleoni può essere in uno qualsiasi dei tre stati con identiche proprietà nucleari (stati non legati p-p, n-n, n-p), dove ciascuno stato è caratterizzato dallo stesso valore del vettore spin isotopico  $T = 1$  ( $2T + 1 = 3$ ), o in uno stato legato (il deutone) con proprietà nucleari diverse caratterizzato dal valore  $T = 0$  ( $2T + 1 = 1$ ).

Il fatto che  $(n-p)_{T=0} \neq (n-p)_{T=1}$  non è sorprendente dal momento che queste interazioni differiscono per lo stato di spin (paralleli nel caso del deutone, antiparalleli nel caso dello stato di scattering) e le interazioni nucleari dipendono dallo spin. La differenza tra  $(n-p)_{T=0}$  e  $(n-p)_{T=1}$  esprime essenzialmente la dipendenza dallo spin delle forze nucleari.

Attenzione a non confondere lo spin  $S$  con lo spin isotopico  $T$ :

stato legato n-p  $\Rightarrow S=1$  e  $T=0$ ; stato di scattering n-p  $\Rightarrow S=0$  e  $T=1$

Il concetto di spin isotopico può essere facilmente generalizzato al nucleo atomico  $(A, Z)$ . Abbiamo:

$$T_z = \frac{1}{2}Z - \frac{1}{2}N = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2} = Z - \frac{A}{2} \quad (T_z \text{ di un nucleo è quindi noto a priori})$$

$$T \geq \left| \frac{Z - N}{2} \right| \quad \text{con} \quad |T_{max}| = \frac{A}{2} \quad (T \text{ di un nucleo non è noto a priori})$$

Una analisi dei **nuclei leggeri** (nei quali il ruolo dell'interazione elettromagnetica è comparativamente insignificante e l'invarianza isotopica è manifestata chiaramente) mostra che il loro stato fondamentale è caratterizzato dal valore minimo di  $T$

$$T = \left| \frac{Z - N}{2} \right| = \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$$

che corrisponde alla più alta simmetria della funzione d'onda, cioè alla più bassa energia.

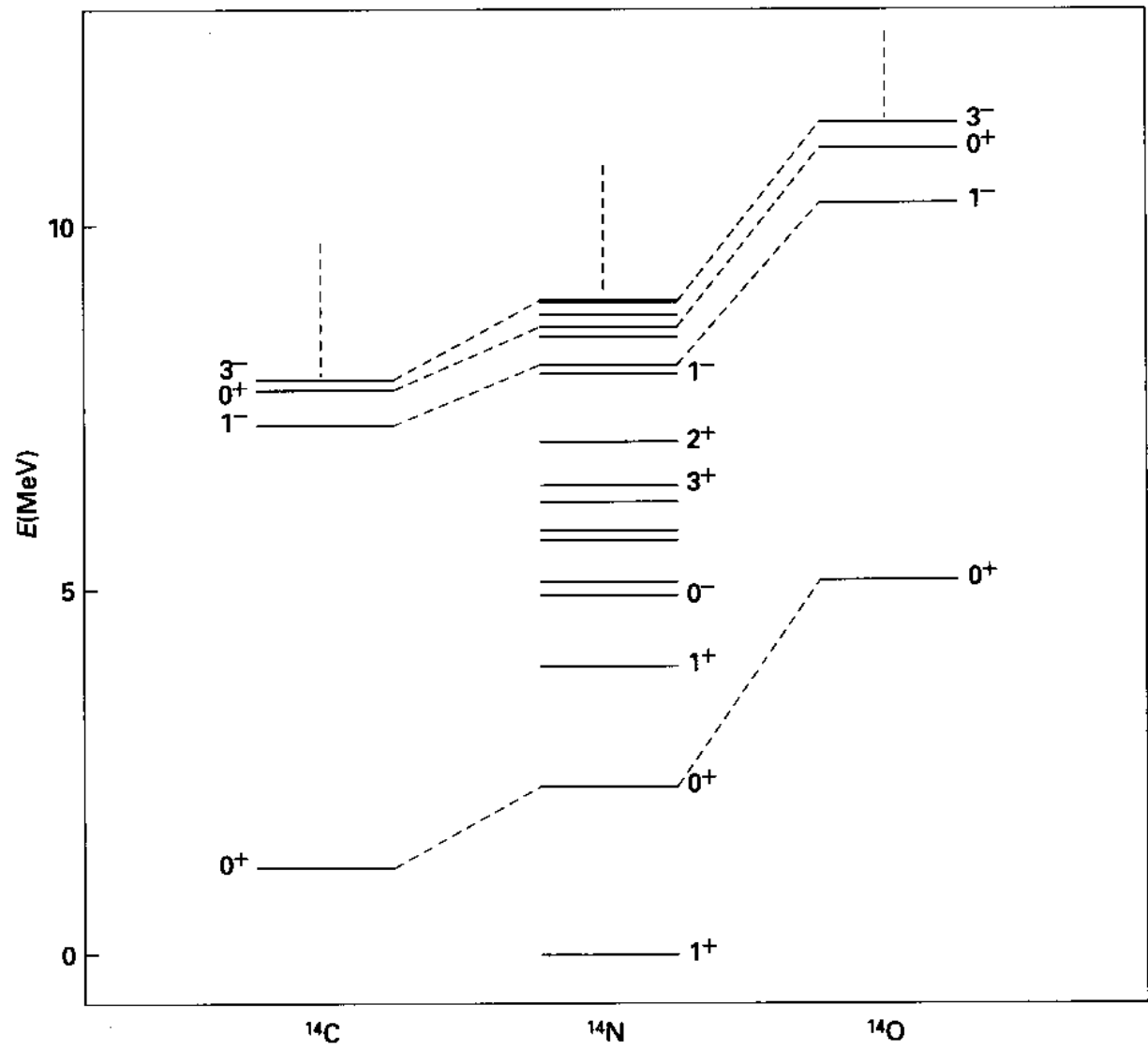
Pertanto lo spin isotopico  $T$  del nucleo  ${}^3\text{He}$  è uguale a  $(4-3)/2 = \frac{1}{2}$ .

Il numero di proiezioni del vettore  $T = \frac{1}{2}$  vale  $2T + 1 = 2$ , e di conseguenza deve esserci un altro nucleo con proprietà identiche: si tratta del trizio  ${}^3\text{H}$  che ha lo stesso valore di spin isotopico ( $T = \frac{1}{2}$ ) ma diversa proiezione  $T_z$   $\{T_z({}^3\text{He}) = +\frac{1}{2}, T_z({}^3\text{H}) = -\frac{1}{2}\}$ . Allo stesso modo i nuclei  ${}^7\text{Li}$  e  ${}^7\text{Be}$  hanno  $T = \frac{1}{2}$  e costituiscono, come visto prima, un doppietto di spin isotopico.

I nuclei  ${}^{14}\text{C}$  e  ${}^{14}\text{O}$  hanno  $T_z = -1$  e  $T_z = +1$  rispettivamente. Deve essere  $T = 1$  con  $2T + 1 = 3$  proiezioni. Pertanto deve esistere un altro isobaro con  $T = 1$  e  $T_z = 0$  avente le stesse proprietà nucleari: si tratta dello stato eccitato del nucleo  ${}^{14}\text{N}_{\text{exc}}$  (con energia di eccitazione 2.3 MeV).

I nuclei  ${}^{14}\text{C}$  e  ${}^{14}\text{O}$  nel loro stato fondamentale, assieme al nucleo  ${}^{14}\text{N}_{\text{exc}}$  nel suo stato eccitato formano un tripletto di spin isotopico. Lo stato fondamentale dello  ${}^{14}\text{N}$  ha una maggiore simmetria di spin (gli ultimi due nucleoni hanno spin paralleli) ed è caratterizzato da isospin  $T = 0$ , cioè è in uno stato di singoletto.





tripletti isobarici nei nuclei  $^{14}_6\text{C}$ ,  $^{14}_7\text{N}$ ,  $^{14}_8\text{O}$

La legge di conservazione dello spin isotopico nelle reazioni nucleari impone certe restrizioni sui possibili processi nucleari.

Così una particella alfa, caratterizzata dal valore  $T = 0$ , può essere emessa da un nucleo solo se i suoi stati iniziale e finale (nucleo residuo) hanno lo stesso isospin.

Va ricordato che le relazioni isotopiche sono valide solo se non si tiene conto delle interazioni elettromagnetiche.

Quindi esse si manifestano molto più chiaramente nei nuclei leggeri, dove il ruolo delle forze elettromagnetiche è comparativamente molto minore.

Abbiamo già visto che, mentre l'assegnazione di  $T_z$  ad un sistema di più nucleoni (come può essere un nucleo) discende automaticamente dalla relazione:

$$T_z = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2},$$

l'assegnazione di  $T$  non è automatica ma dipende da considerazioni ulteriori. Naturalmente il valore di  $T$  deve essere compatibile con il valore della sua terza componente  $T_z$ : se, per esempio  $T_z = \pm 1$ , non è possibile che si abbia  $T=0$ . Infatti deve essere necessariamente  $T \geq |T_z|$ , e quindi deve essere  $T \geq 1$ .

Viceversa, un valore  $T_Z = 0$  è compatibile in linea di principio con qualunque valore intero di  $T$ .

Ricordando che: 
$$T_Z = \frac{Z - N}{2}$$

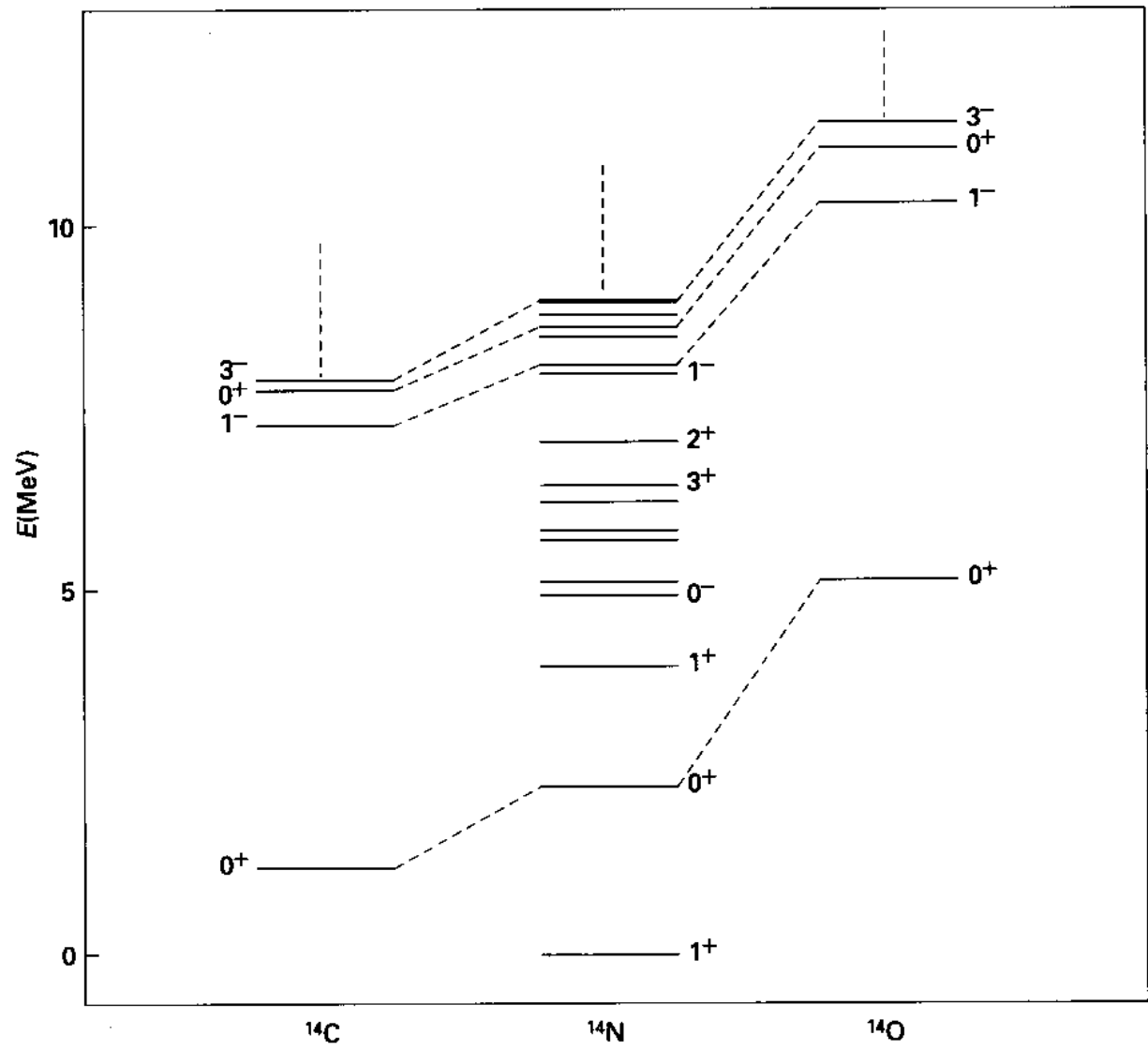
Per i nuclei pari-dispari  $T_Z$  è semi-intero e quindi il valore di  $T$  deve essere semi-intero.

Per i nuclei pari-pari o dispari-dispari  $T_Z$  è intero e il valore di  $T$  deve essere intero.

Naturalmente la disuguaglianza:  $T \leq A/2$  deve essere sempre valida.

Per un dato nucleo, il valore di  $T_Z$  è lo stesso per tutti i livelli, e vale  $T_Z = \frac{1}{2}(Z - N)$ .

In un insieme di isobari di dato  $A$ , un membro  $X$  avrà come terza componente dell'isospin il valore massimo  $T_{Z \max}$  del multipletto e corrisponderà quindi alla massima componente di un sistema per il quale  $T = T_{Z \max} = \frac{1}{2}(Z_X - N_X)$  che comprende  $(2T + 1)$  elementi che formano un multipletto isobarico. Un esempio di questo è fornito dagli isobari adiacenti  ${}^{14}_6\text{C}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$ ,  ${}^{14}_8\text{O}$  per i quali è rispettivamente  $T_Z = -1, 0, 1$ . Certi livelli energetici mostrano caratteristiche simili per spin, parità, energia del livello (una volta corretta per il contributo coulombiano).



tripletti isobarici nei nuclei  $^{14}_6\text{C}$ ,  $^{14}_7\text{N}$ ,  $^{14}_8\text{O}$

Questi livelli dalle caratteristiche simili posso essere visti come membri di multipletti isobarici.

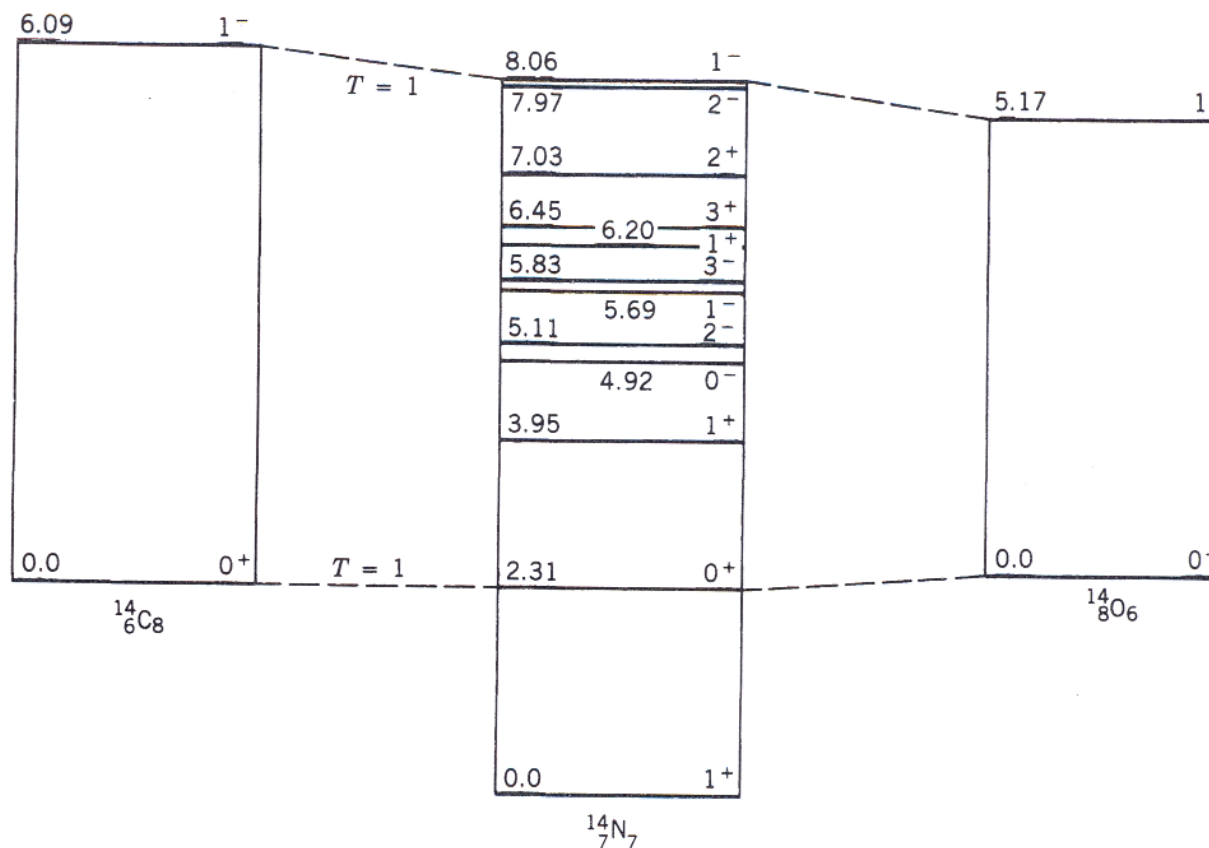
Per esempio, lo stato fondamentale dei nuclei  ${}^{14}_6\text{C}$  e  ${}^{14}_8\text{O}$  ha caratteristiche simili al primo stato eccitato del  ${}^{14}_7\text{N}$  (hanno tutti lo stesso spin e la stessa parità,  $0^+$ ) e formano un tripletto isobarico ( $T = 1$ ).

Lo stato fondamentale del  ${}^{14}_7\text{N}$  si trova invece in uno stato di singoletto ed è caratterizzato da  $T = 0$  (ricordiamo che solo per il nucleo  ${}^{14}_7\text{N}$  si ha  $T_Z = 0$ ).

Un altro gruppo di tripletti isobarici negli stessi nuclei è presente a più alta energia di eccitazione ( $1^-, 0^+, 3^-$ ).

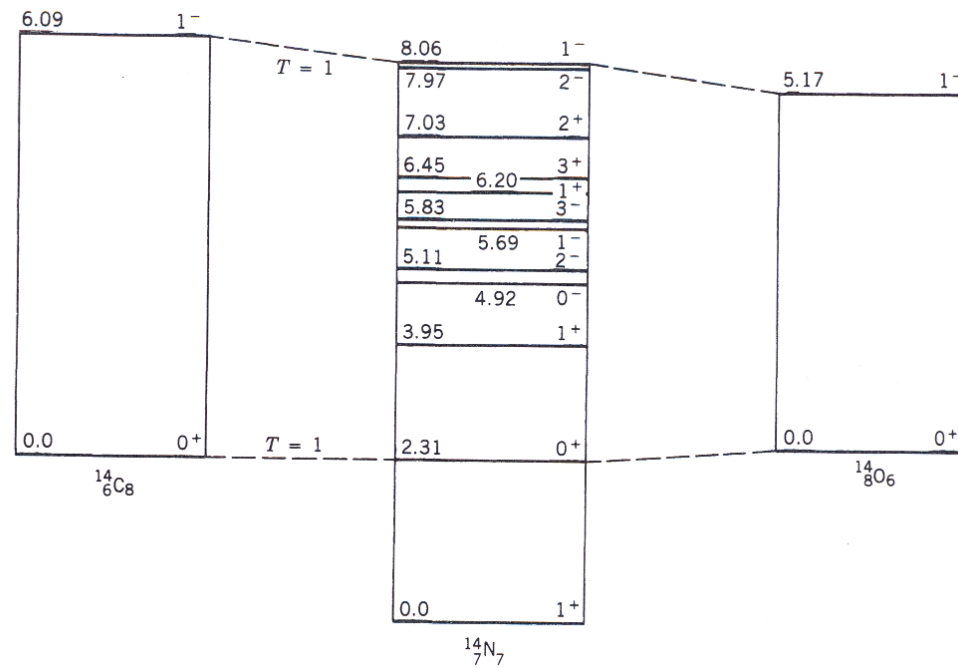
In figura è rappresentato lo stesso tripletto dopo la correzione in energia

$$\Delta E = \Delta U_C + \Delta m_N c^2.$$



tripletti isobarici nei nuclei <sup>14</sup><sub>6</sub>C, <sup>14</sup><sub>7</sub>N, <sup>14</sup><sub>8</sub>O con la correzione  $\Delta E = \Delta U_C + \Delta m_N c^2$

Le funzioni d'onda dei sistemi di nucleoni in un multipletto isobarico sono estremamente simili, variando solo per la sostituzione di un protone con un neutrone. Per questo motivo il nucleo  $^{14}_8\text{O}$  decade molto più frequentemente al primo stato eccitato del  $^{14}_7\text{N}$  (99.4%) piuttosto che allo stato fondamentale (0.6%).



Attenzione: questo non significa che nelle interazioni deboli si conserva lo spin isotopico: la conservazione dello spin isotopico è limitata alle interazioni forti e non vale per le interazioni deboli o elettromagnetiche.

Chiaramente queste assegnazioni di  $T$  possono essere fatte solo a seguito di dettagliati studi e confronti delle proprietà nucleari dei livelli corrispondenti in un gruppo di isobari tenendo conto del valore di  $T_Z$  e di calcoli teorici di modelli nucleari.

Talvolta elementari considerazioni di carattere energetico possono portare all'assegnazione del valore di  $T$ . Così il nucleo  ${}^4_2\text{He}$  (composto da 2 protoni e due neutroni) ha un valore  $T_Z = 0$ , ma in linea di principio (essendo  $T_{\max} = A/2 = 2$ ) potrebbe avere un valore di isospin  $T = 0, 1, 2$ .

L'assegnazione di  $T = 0$  è ovviamente favorita sulle altre in quanto non esiste in natura l'isobaro  ${}^4_1\text{H}$ , e tanto meno un nucleo isobaro formato da 4 neutroni e nessun protone....

Lo stato fondamentale del nucleo  ${}^4_2\text{He}$  si trova quindi in uno stato di singoletto isotopico.

Allo stesso modo i nuclei speculari  ${}^3_1\text{H}$  ed  ${}^3_2\text{He}$  che hanno rispettivamente  $T_Z = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$ , costituiscono un doppietto di isospin  $T = 1/2$ .

In linea di principio (essendo  $T_{\max} = A/2 = 3/2$ ) potrebbero però essere membri di un quadrupletto di isobari con  $T = 3/2$ .



Ma questo è escluso dal momento che non conosciamo nuclei composti da tre protoni o da tre neutroni.

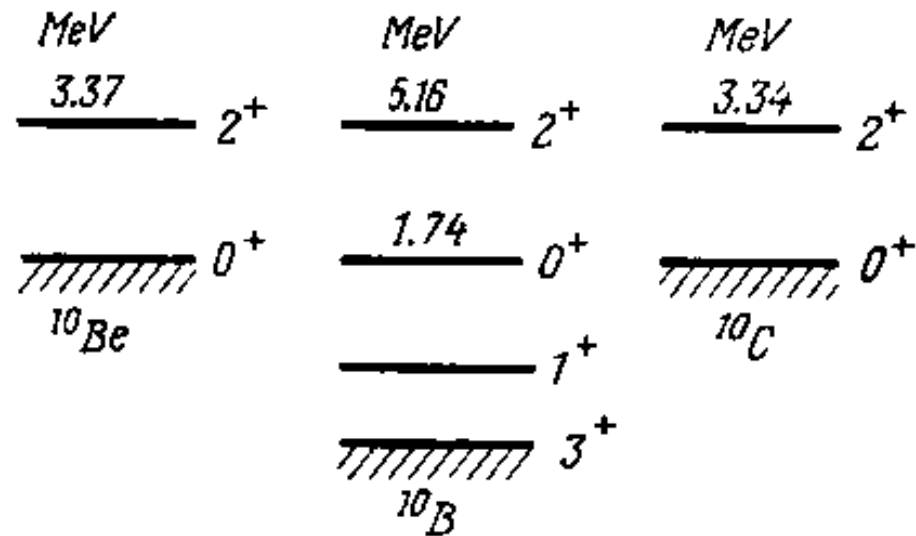
Per lo stesso motivo la non esistenza di un di-neutrone e di un di-protone preclude l'assegnazione  $T = 1$  al deutone, che costituisce quindi un singoletto con isospin  $T = 0$ .

Si verifica in pratica che gli stati fondamentali dei nuclei leggeri ( $A < 20$ ) hanno il valore di isospin più piccolo consistente con il valore della terza componente, cioè:

$$|T| = T_z$$

L'assegnazione dell'isospin agli stati eccitati può per esempio essere stabilita da esperimenti di scattering.

Vediamone un esempio per il nucleo  $^{10}_5\text{B}$ , il cui stato fondamentale ha  $T = T_z = 0$ .



Combinando dati di esperimenti di scattering di particelle con  $T=0$  (alfa o deutoni) e di particelle con  $T = \frac{1}{2}$  (protoni o neutroni) si possono distinguere i livelli ( $T=0$ ) dai livelli ( $T=1$ ) nel  $^{10}\text{B}$ . Una tecnica simile può ovviamente essere applicata ad altri nuclei.

Infatti la conservazione dello spin isotopico nelle interazioni nucleari ci dice che lo scattering di deutoni ( $T=0$ ) può avvenire solo tra stati (livelli) che hanno lo stesso isospin, mentre lo scattering di protoni ( $T = \frac{1}{2}$ ) può avvenire tra stati (livelli) che differiscono di 0 o di 1 dagli stati iniziali.

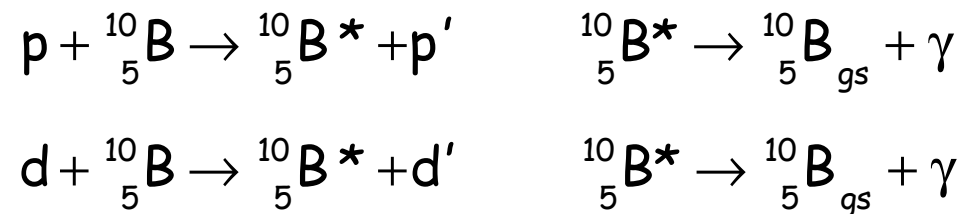
La tabella che segue evidenzia la differenza::

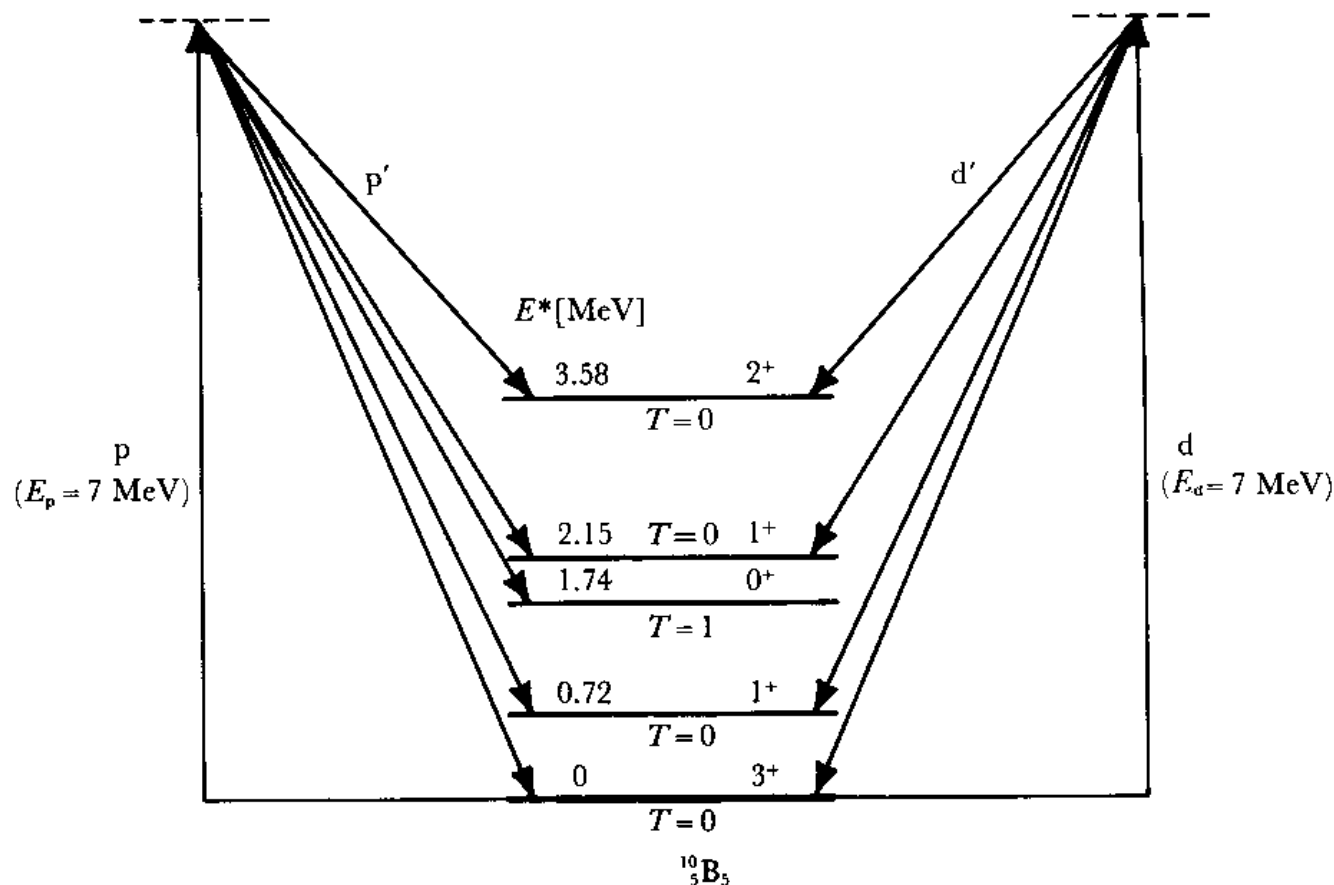
stato iniziale			stato finale		
p	nucleo	tot	p	nucleo	tot
1/2	0	1/2	1/2	0	1/2
1/2	0	1/2	1/2	1	1/2, 3/2

La successiva diseccitazione del nucleo dallo stato di isospin  $T=1$  allo stato di isospin  $T=0$  è un processo elettromagnetico che non conserva lo spin isotopico.

Quindi la distinzione tra processi con  $\Delta T = 0$  da processi con  $\Delta T = 1$  può portare all'assegnazione del valore di  $T$  ai vari livelli.

La figura che segue mostra (indicati con frecce) i canali di scattering anelastico di protoni ( $p,p'$ ) e deutoni ( $d,d'$ ) sul nucleo  $^{10}\text{B}$  misurati sperimentalmente rivelando i protoni ed i deutoni di energia iniziale  $E = 7 \text{ MeV}$  diffusi inelasticamente ad un angolo  $\theta = 90^\circ$ . Le reazioni studiate sono le seguenti:

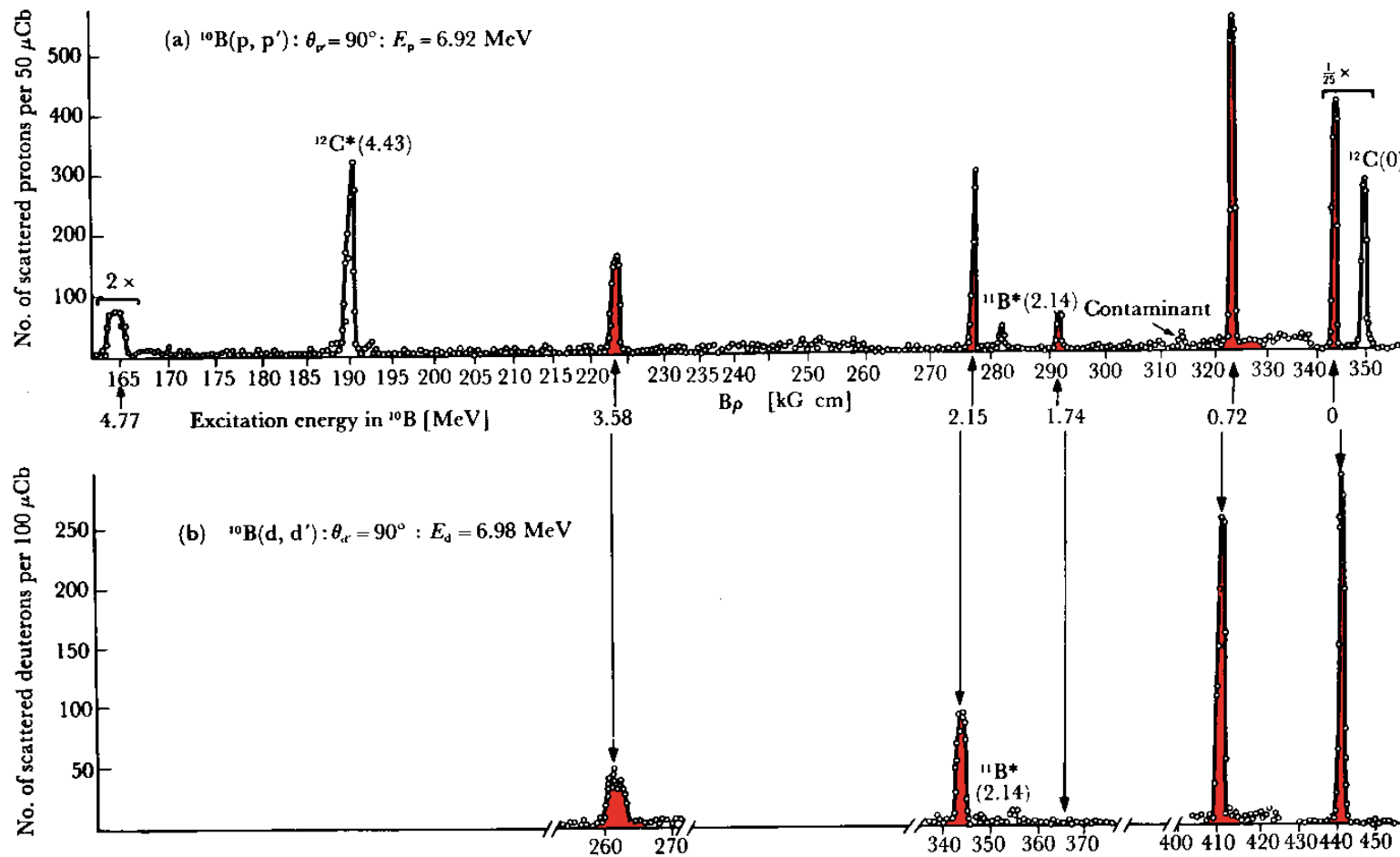




canali di scattering anelastico  $(p,p')$  e  $(d,d')$  su  $^{10}\text{B}_5$

Mentre lo scattering  $(p,p')$  avviene su tutti i livelli mostrati, vi è una netta assenza di scattering  $(d,d')$  sul livello  $0^+$  con energia di eccitazione 1,74 MeV.

Come si vede nel confronto degli spettri sperimentali della figura che segue.



spettri sperimentali di scattering anelastico anelastico (p,p') e (d,d') su  $^{10}_5\text{B}$

Quindi il livello a 1.74 MeV, raggiunto solo tramite scattering (p,p'), deve necessariamente avere  $T = 1$ .